



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID - TLEMCCEN



MEMOIRE

Présenté à :

FACULTE DES SCIENCES – DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

MASTER EN PHYSIQUE

Spécialité : Physique des plasmas

Par :

M^{elle} Massoum Kawtar

Sur le thème

Effet d'ionisation de couche interne sur le gain de la raie laser

($3p\ ^1S_0 \rightarrow 3s\ ^3P_1$) du Sélénium néonoïde

Soutenu publiquement le 24 juin 2023 à Tlemcen devant le jury composé de :

Mr. Ferouani Abdel Krim	Professeur	ESSA-Tlemcen	Président
Mme. Bensaid Rahma	M.C.A	Université de Tlemcen	Encadrante
Mme. Rachedi Souad Wassila	M.C.A	Université de Tlemcen	Examinatrice

Année universitaire : 2022-2023

Remerciement

Louange à Allah de tout puissant et miséricordieux qui nous a donné la force et la patience d'accomplir ce modeste travail.

On tient à remercier et à exprimer ma sincère reconnaissance à Dr Bensaid Rahma pour l'honneur qu'elle m'a fait en m'encadrant, et son entière disponibilité durant toutes les étapes de mon projet.

Je remercie Pr Monsieur Abd el Karim Ferouani Pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury et pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

Je tiens à remercier Dr Madame Rachedi Souad Wassila de m'avoir fait l'honneur et le plaisir d'examiner mon travail.

Pour terminer, je tiens à remercier ma famille qui m'ont aidé et qui m'ont apporté tout le soutien moral nécessaire pour mettre à bien mon projet.

TABLE DES MATIERES

Introduction général.....	1
Chapitre I Généralités sur les lasers.....	5
1. Introduction.....	6
2. Principes de fonctionnement du laser.....	6
2.1 Un milieu actif.....	6
2.2 Un pompage.....	6
2.3 Une cavité résonnante.....	6
3. Les types de laser.....	7
4. Les applications laser.....	8
5. Processus de conversion d'énergie.....	8
5.1 L'émission spontanée.....	9
5.2 L'absorption.....	9
5.3 Emission stimulée.....	9
6. Inversion des populations.....	10
7. Laser à rayon X.....	10
7.1 Laser à électrons libres.....	10
7.2 Les lasers X à plasma.....	11
Chapitre II Plasma chaud produit par laser.....	13
1. Interaction laser avec le plasma.....	14
2. Structure du plasma.....	14
3. La région sous-critique.....	15
4. La zone de conduction.....	15
5. La zone de choc.....	16
6. Propagation d'une onde dans plasma.....	16
7. L'absorption du rayonnement laser dans un plasma.....	17
8. Processus atomique dans le plasmas.....	18
8.1 Collision élastique.....	18
8.2 Collision inélastique.....	18
8.3 Excitation résonnante.....	18
8.4 Recombinaison diélectrique.....	18
9. Emission de radiations électromagnétique d'un plasma.....	19
9.1 Le bremsstrahlung.....	19
9.2 La recombinaison radiative.....	19
9.3 La désexcitation radiative.....	19
10. Mécanismes de pompage des lasers en rayons X.....	19
10.1 Pompage collisionnel pour les ions néonoïde.....	19
10.2 Inversion de population dans les ions néonoïdes.....	20
Chapitre III Coefficient de gain.....	22
1. Expression du coefficient da gain.....	23
2. Calcul de la densité de population.....	25
3. L'inclusion de l'effet d'ionisation.....	26

4. Coefficients de taux d'excitation et désexcitation collisionnelles.....	26
Chapitre IV Résultat et discussion.....	29
1. Introduction.....	30
2. Coefficient du gain sans inclusion de l'effet d'ionisation.....	30
3. Coefficient du gain avec l'inclusion de l'effet d'ionisation	34
Conclusion générale.....	40

Introduction générale

Au premier lieu, les lasers ont été développés dans le domaine de visible. Juste après des études théoriques très intenses se sont effectuées pour examiner la possibilité de réaliser des lasers dans le domaine de courtes longueurs d'ondes à savoir le domaine des rayons X. cet intérêt est poussé du fait que les lasers sont devenu un outil nécessaire dans notre vie quotidienne. En effet, les lasers sont largement utilisés dans l'industrie, en médecine, aussi bien que dans les laboratoires de recherche, vu ses propriétés exceptionnelles de son rayonnement notamment le monochromatisme, la cohérence optique, la forte intensité, et la directivité.

Toute fois pour obtenir un rayonnement dans le domaine X, il nous faut un milieu formé des ions multichargés. De tels ions on peut les trouver dans les plasmas de haute température. Dans ces plasmas les ions fortement chargés coexiste avec le gaz des électrons libres arrachés des atomes. L'amplification du rayonnement X est possible par la création d'une inversion de populations entre les niveaux inférieur et supérieur de la raie laser des ions multichargé régnant dans les plasmas chauds. Cette inversion de population est réalisée par un processus collisionnel électrons ions.

Un nombre important de travaux théoriques [1-5] ont montré que les transitions $3s-3p$ dans les ions fortement ionisés à 10 électrons (des ions néonoïdes) présentent une très bonne origine de laser à rayon X. En plus, en raison du fait que la configuration fondamentale des ions néonoïdes est de nature fermée, ils ont tendance à être l'état d'ionisation dominante sur une large gamme de températures. La dimension du plasma ne doit pas dépasser quelques centimètres comme elle doit de haute densité pour que le processus collisionnel soit important. Cela on peut l'obtenir dans avec plasma produit par impact laser sur une cible solide [5]. D'autre types de plasma ont été utilisés, dans le cas des plasmas décharge produits selon la technique dite "Z-pinch" les résultats n'été pas intéressantes, par contre dans le cas des plasmas des décharges à l'intérieur de capillaires les résultats sont plus encourageants [5].

Les propriétés d'amplification des rayons X ceux issus de la raie lasante $2p^53p^1S_0 \rightarrow 2p^53s^3P_1$ émise par les ions néonoïdes d'un plasma chaud et dense produit par laser ont été largement étudiées par la théorie [6] et par l'expérience [7-8]. L'inversion de

population pour cette raie est assurée par un fort monopole d'excitation à partir du niveau fondamental $2s^2 2p^6 {}^1S_0$ vers le niveau supérieur de la raie et le déclin radiatif spontané très rapide du niveau inférieur vers le fondamental. En effet les coefficients de taux d'excitations collisionnelle par électrons à partir du niveau fondamental $1s^2 2s^2 2p^6 {}^1S_0$ vers les niveaux des configurations $1s^2 2s^2 2p^5 3s$ et $1s^2 2s^2 2p^5 3p$ sont du même ordre de grandeur. Tandis que, et à cause des règles de sélection, la désexcitation radiative du niveau $2p^5 3p {}^1S_0$ vers le fondamental est interdite par une transition dipolaire électrique. D'autre part la probabilité de la transition dipolaire électrique de $2p^5 3s {}^3P_1$ vers le fondamental est très élevée que les probabilités de désexcitation radiative des niveaux $3p$ vers $3s$. Pour l'ion de Sélénium néonoïde, l'ordre de grandeur des probabilités de transition radiative $3s^1 {}^2P_1 \rightarrow 2p^6 {}^1S_0$ sont de l'ordre de 10^{12} s^{-1} alors que les probabilités de transition radiative $3p \rightarrow 3s$ sont de l'ordre de 10^{10} s^{-1} .

Dans le présent travail nous allons calculer le coefficient de gain de la raie lasante $2p^5 3p {}^1S_0 \rightarrow 2p^5 3s {}^3P_1$ (nommée la raie $J=0 \rightarrow 1$) émise à une longueur d'onde 178 \AA par des ions de Sélénium de la séquence isoélectronique du néon dans un plasma chaud de température électronique $T_e \geq 500 \text{ eV}$ et de densité n_e varie entre 10^{18} et 10^{22} . Dans les conditions du plasma émissif de température de et densité électronique que nous avons considérée dans ce travail il existe un autre processus important qui est l'ionisation de couches interne des ion Sodioïdes qui contribue d'une façon appréciable à la population du niveau inférieur de la raie lasante [9]. Pour cela nous avons utilisé les valeurs de population relatives des deux niveaux inférieur et supérieur donne par Gupta et al [10] où il a utilisé un modèle collisionnel-radiative incluant les 27 premiers niveaux énergétiques ceux issus des configurations $2s^2 2p^6$, $2s^2 2p^5 3s$, $2s^2 2p^5 3p$, $2s^2 2p^5 3d$ des ions Se^{24+} . Pour inclure l'effet d'ionisations des sous couches internes des ions Se^{23+} à l'état fondamental $2s^2 2p^6 3s {}^2S_{1/2}$, nous avons fait appel aux coefficients de taux d'ionisation donnés dans [9] aussi bien que les forces de collisions effectives d'excitation à partir de l'état fondamental d'ion Se^{23+} donnée dans [11].

Plan adopté pour ce travail est le suivant :

Dans le premier chapitre nous avons donné des généralités sur les différents types de laser. A la fin nous avons parlé des principes de base de fonctionnement lasers à rayon X.

Le deuxième chapitre, nous l'avons consacré au plasma chaud produit par irradiation d'une cible solide par un faisceau Laser de puissance. Comme nous allons décrire les principaux mécanismes de pompage des ions multichargés au sein de plasma dense de haute température.

Au troisième chapitre, l'expression du coefficient de gain du rayon X laser provenant des plasmas denses de hautes températures, est dérivée sans et avec l'inclusion de l'effet d'ionisation des couches internes. Dans cette dérivation la largeur Doppler est la cause essentielle de l'élargissement.

Le quatrième et dernier chapitre, nous présenterons et interpréterons nos résultats de calcul des coefficients de gain pour la raie lasante $2p^53p\ ^1S_0 \rightarrow 2p^53s\ ^3P_1$ émise à une longueur d'onde 178Å par des ions de Se^{24+} dans un plasma chaud de température et dense. Nous avons fait des calculs pour les températures électronique T_e égale 500eV, 1000eV et 2000eV et des densités n_e égale 10^{18}cm^{-3} , 10^{20}cm^{-3} et 10^{22}cm^{-3} . Nous terminerons enfin ce mémoire par une conclusion.

Références :

- [1] : R.C. Elton, Appl. Opt. 14 (1975) 97.
- [2] : J.P. Apruzese, J. Davis, Phys. Rev. A 28 (1983) 3686.
- [3] : A.V. Vinogradov, V.N. Shlyaptsev, J. Phys. B 13 (1983) 303.
- [4] : U. Feldman, A.K. Bhatia, J. Appl. Phys. 54 (1983) 2188.
- [5] : P. Jaeglé Laser à Rayon X. Collection SFQ 4 (1996) 173-188.
- [6] : P.B Holden and al J. Phys B 27 (1994) 341.
- [7] : M. Murrai and Al J. Opt.Soc Am.B 11(1994) 2287.
- [8] : K. G. Whitney, A. Dasgupta, and P. E. Pulsifer Phys. Rev. E 50, 468 – 1994.
- [9] : Douglas H. Sampson Honglin Zhang PHYS REV vol 36, nbr 8 (1987).
- [10] : G.P. Gupta, K. A. Berrington and A. E. Kingston. J. Phys. B. At. Mol. Opt. Phys. 22(1989) 32893303.
- [11] : K. Wang, C.Y. Chen, M. Huang, Y.S. Wang, Y.M. Zou Atomic Data and Nuclear Data Tables 97 (2011) 426–480.

Chapitre I

Généralités sur les lasers

1. Introduction :

Un laser, signifie Light Amplification by Stimulated Emission Radiation, est une source de lumière avec des caractéristiques particulières.

- C'est une lumière monochromatique : Il est composé de rayons qui ont tous la même longueur d'onde. Cette dernière, c'est-à-dire la couleur du faisceau lumineux, dépend des propriétés du milieu laser utilisé et du pompage optique.
- Il s'agit d'un feu directionnel : Le faisceau résultant se propage unidirectionnellement.
- Lumière cohérente : Un faisceau est constitué de photons ayant les mêmes propriétés. En particulier, les ondes lumineuses associées sont en phase.

2. Principes de fonctionnement du laser :

On peut définir le laser comme un oscillateur optique qui comporte trois éléments :

2.1 Un milieu actif :

Qui se présente sous forme d'un gaz, ou d'un liquide ou d'un solide. Le milieu est excité de l'extérieur et est soumis à un pompage

2.2 Un pompage :

C'est un source d'énergie extérieure pour réaliser l'inversion de population du milieu. Les méthodes de pompages les plus couramment utilisées :(pompage optique, une décharge électrique, des collisions, des réactions chimiques, ...)

2.3 Une cavité résonnante :

Il faut placer le milieu dans une cavité optique qui se présente sous forme de deux miroirs l'un totalement réfléchissant et l'autre partiellement réfléchissant (laissant sortir la lumière laser). Ainsi, les photons cohérents générés dans le milieu sous l'effet du pompage peuvent faire plusieurs allers-retours à l'intérieur de la cavité et peuvent participer à la génération de nouveaux photons en augmentant les photons cohérents par émission stimulée.

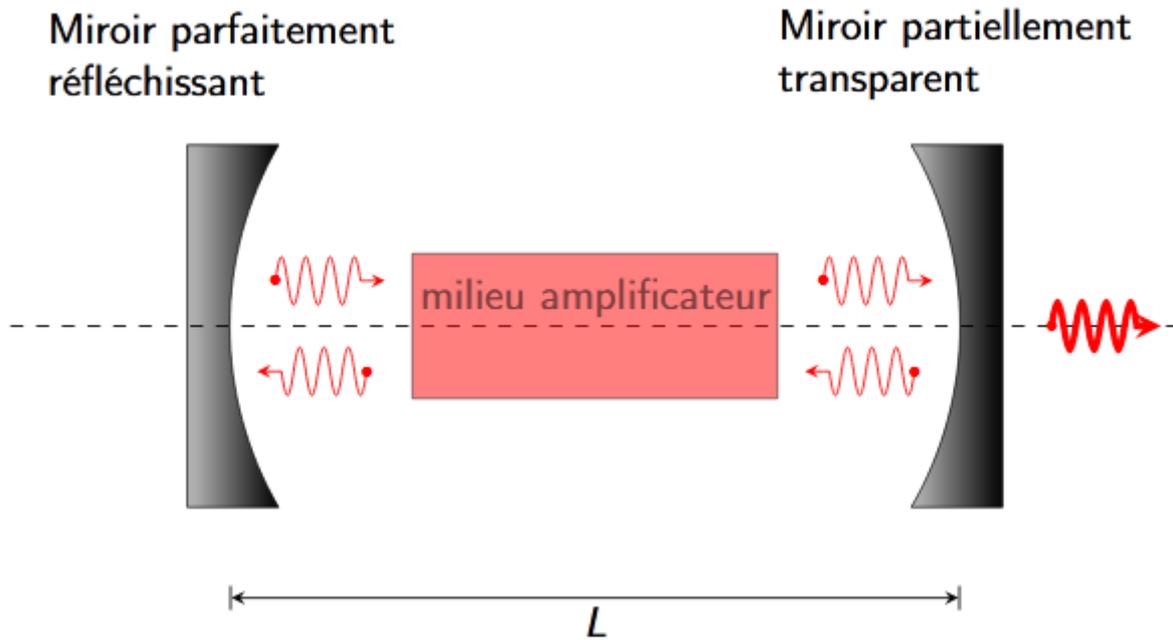


Figure 1: la production du laser

3. Les types de laser :

Il existe cinq familles différentes de lasers, classées selon la nature du milieu qu'elles excitent. Les lasers peuvent émettre une lumière continue ou impulsionnelle, comme les lasers femtosecondes (fréquence d'impulsion de 10^{-12} secondes)[1].

➤ Gaz :

Le milieu laser est un gaz atomique ou moléculaire contenu dans un tube de verre ou de quartz. Le faisceau résultant est très étroit et les fréquences de rayonnement ne sont pas très larges. Le laser hélium néon (rouge 632,8 nm) est souvent utilisé dans la construction pour l'alignement, la mesure. Les lasers CO₂ peuvent émettre de grandes quantités d'énergie (en utilisation impulsionnelle) et sont largement utilisés pour le marquage, la gravure et la découpe de matériaux.

➤ Cristallins :

Contrairement aux lasers à gaz, le milieu laser est un solide tel que du cristal ou du verre. Afin d'utiliser un solide comme milieu d'oscillation, des ions sont dopés dans le solide (ajout d'impuretés). La longueur d'onde du laser dépend principalement des ions, mais le milieu solide a également une certaine influence. Ces lasers sont énergétiques et sont utilisés pour souder, marquer et couper des matériaux.

➤ **A fibre :**

Ce type de milieu laser est similaire à un laser à cristal. La fibre optique est dopée avec des ions de terres rares. Comme pour les lasers solides, la longueur d'onde dépend des ions. Ce milieu laser est relativement récent et est avantageusement peu coûteux, occupe peu d'espace et selon l'énergie produite ne nécessite pas obligatoirement de refroidissement.

➤ **Diode laser :**

Ce type de laser est principalement utilisé dans l'industrie. Il est basé sur la technologie des semi-conducteurs. Il ne nécessite pas de milieu laser encombrant, ce qui rend l'appareil très compact. Par exemple, c'est la technologie utilisée dans les pointeurs laser. Il est également peu coûteux. La lumière rouge est la plus courante, alors même que de nombreuses longueurs d'onde peuvent être produites à l'aide de cette méthode. Les diodes laser sont largement utilisées dans les télécommunications et la lecture optique. Cependant, bien qu'ils soient moins précis que la plupart des autres types de lasers, ils conviennent tout de même à de nombreuses applications.

➤ **Electron libre :**

Ce ne sont pas des lasers classiques. Au lieu d'utiliser le rayonnement issu de la désexcitation d'atome, il utilise le rayonnement produit par l'accélération d'électrons.

4. Les applications laser :

Le laser est maintenant présent dans beaucoup de domaines (télécommunications optiques, stockage d'informations (CD, DVD), instrumentation, mesures, bio-médical, traitement des matériaux ...). Il devient de plus en plus fiable, compact et puissant. Le champ d'applications va donc en s'élargissant. Il est assez difficile d'en donner une liste exhaustive tant les applications du laser sont multiples. On peut cependant faire un classement en fonction des propriétés du rayonnement laser.

5. Processus de conversion d'énergie :

Le postulat de Bohr (1913) stipule que l'énergie totale d'un atome ne peut prendre que certaines valeurs discrètes, et qu'elle ne peut changer, par exemple, que lors d'un "saut quantique" associé à l'émission ou à l'absorption d'un photon. Cette conversion d'énergie particulière fait partie de la théorie d'Einstein (1917) sur l'interaction entre la matière et le rayonnement électromagnétique.

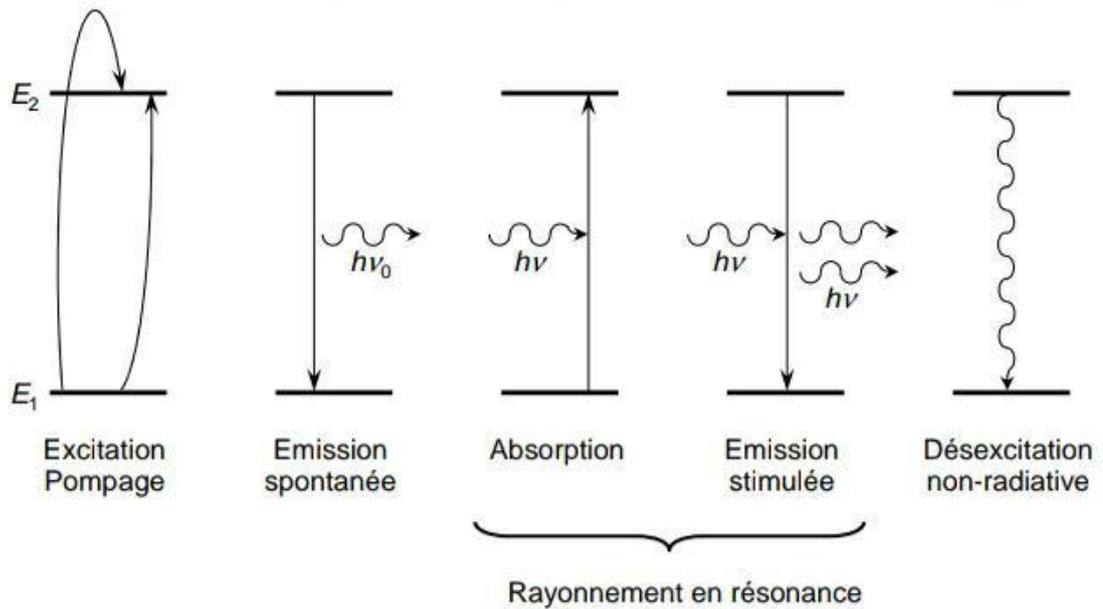


Figure 2: Représentation schématique de processus de conversion d'énergie dans un atome[2].

Dans cette partie, on se concentrera sur les processus radiatifs entre deux états liés du même ion.

5.1 L'émission spontanée :

L'émission spontanée est une émission incohérente, un ion se désexcite en émettant un photon d'énergie égale à celle de la transition. La conservation de l'énergie implique :

$$E_2 - E_1 = h\nu_{21} \tag{I-1}$$

où ν_{21} est la fréquence du photon émis, E_2 niveau supérieur, E_1 niveau inférieur

Le taux de ce processus appelé probabilité d'émission spontanée ou coefficient d'Einstein, est noté A_{21}

5.2 L'absorption :

Un champ électromagnétique intense de fréquence ν peut induire une absorption de transition radiative d'un niveau 1 vers un niveau 2 d'énergie supérieur. La probabilité de ce processus est représentée par le coefficient d'Einstein B_{12} .

5.3 Emission stimulée :

C'est l'un des trois types d'interaction lumière-matière, avec l'absorption et l'émission spontanée. Considérons un système d'atome à deux niveaux d'énergie E_1 (niveau fondamental) et E_2 (niveau excité). L'état excité est instable et ont des durées de vie courtes. Lors de la désexcitation qui accompagne l'émission, les photons ont les mêmes propriétés que les photons incidents, c'est-à-dire même fréquence, même sens de propagation et même état de polarisation[3].

6. Inversion des populations :

Désignons par N_1 (niveau inférieur) et N_2 (niveau supérieur) les populations des niveaux des transitions laser rapportés à l'unité de volume du milieu amplificateur.

La différence :

$$N = N_2 - \left(\frac{g_2}{g_1}\right) N_1 \quad (\text{I-2})$$

Est appelée densité d'inversion de population des niveaux de la transition laser. Dans cette relation g_1 et g_2 sont les poids statistiques des niveaux correspondants.

On dit qu'il y a inversion de population. Il y a donc amplification des radiations par émission stimulée grâce au maintien d'un déséquilibre thermodynamique. Des sources extérieures d'excitation telles que la lumière, la chaleur, le pompage chimique et les décharges électriques sont utilisées pour pomper des niveaux supérieurs de transitions laser.

Les lasers X peuvent également être obtenus par pompage par recombinaison ou collisions dans le plasma.

7. Laser à rayon X :

Un laser à rayon X, ou laser X-UV est un dispositif qui transpose le principe et les propriétés du laser aux ondes électromagnétiques de courte longueur d'onde : de l'ultraviolet extrême aux rayons X. et dans la gamme des énergies comprises entre « 20 eV et 600

eV ». Cela correspond à une émission laser pouvant être réalisée dans des plasmas fortement ionisés de grande densité d'énergie contenant des ions multichargés, ou avec des électrons libres dans le cas des lasers à électrons libres[4].

7.1 Laser à électrons libres :

"Laser à électrons libres" (LEL) ou synchrotron de 4^{ème} génération. Le principe est différent des autres lasers car le milieu d'amplification est différent de celui des lasers classiques. Ici, l'émission laser du rayonnement synchrotron (le rayonnement caractéristique des particules chargées subissant une accélération) provient d'un faisceau d'électrons accélérés. Le faisceau est produit par un accélérateur de particules (semblable à ce que les physiciens utilisent pour étudier les particules). Des électrons sont injectés au milieu d'une succession d'aimants permanents, l'onduleur, créant un champ magnétique périodique. Dans l'onduleur, deux miroirs parallèles réfléchissent le

rayonnement synchrotron émis par le faisceau d'électrons, le rendant cohérent. Malgré ses avantages, le schéma de génération LEL présente encore des inconvénients. Parce qu'elle nécessite un accélérateur de particules, le LEL est conçue pour les grandes installations et n'est donc pas adaptée à de nombreuses applications.

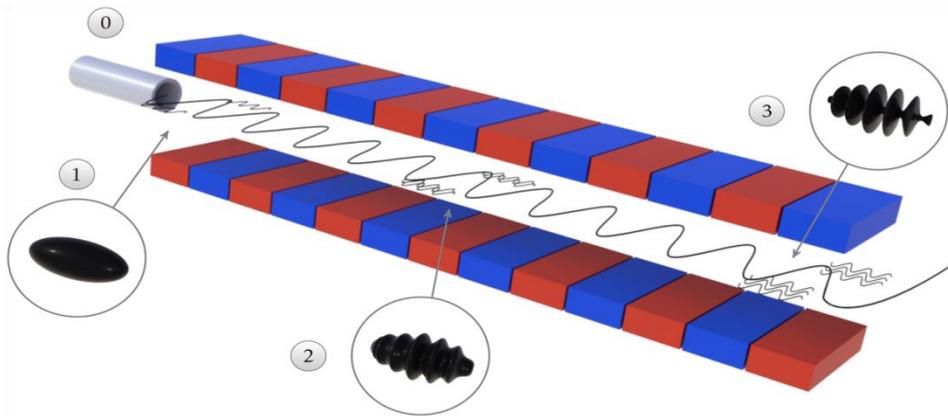


Figure 3: Principe de fonctionnement d'un laser X à électrons libres[5].

0. Accélération ultra-relativiste du flux d'électrons.
1. Rayonnement synchrotron émis à l'intérieur de l'onduleur.
2. Amplification de l'émission spontanée le long d'onduleur.
3. Saturation de l'amplification à la sortie de l'onduleur

7.2 Les lasers X à plasma :

Ce type de laser est actuellement utilisé pour sonder les plasmas générés par laser et pour étudier la déformation microscopique des surfaces exposées à de forts champs électriques. Et tous les lasers à plasma à rayons X en fonctionnement sont basés sur des schémas de pompage collisionnel[6] [7].

- Laser X Quasistationnaire
- Laser X transitoire
- Laser X OFI (Optical field-induced ionization)

Par conséquent, la réalisation des lasers à rayons X est basée sur la création d'inversion de population entre les niveaux d'ions multichargés présents dans des plasmas à chauds. Ces ions sont générés dans des plasmas à haute température et perdent une partie de leurs électrons en raison de la fréquence et de l'énergie des collisions entre atomes. Donc le plasma est formé à partir des ions atomiques restants et du gaz d'électrons libres libéré par les atomes.

Références :

- [1] : Optique pour l'ingénieur. Le laser :fondamentaux . [En ligne]. (http://optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M01_C01/co/Grain_OPI_fr_M01_C01_7.html).20 février 2023.
- [2] : Fabien Bretenaker, Cyril Drag. Physique des Lasers. Master / M2. 2008. <sfo-00334462>
- [3] : D.Dangoisse et al. Les lasers (ED :Dunod).
- [4] : Jean-Philippe Goddet. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X. 2009.
- [5] : A.Boudaa.Optimisation de sources XUV générées par l'interaction d'un laser sub-picoseconde avec un gaz rare. L'Université de Paris Sud - XI, Orsay.2001.
- [6] : B.Robillart, Modélisation de la physique atomique et du transfert radiatif pour le laser X-UV, L'Université de Paris Sud- XI, 2010.
- [7] : Andréa LE MAREC, Vers les lasers XUV femtosecondes : étude des propriétés spectrales et temporelles de l'amplification de rayonnement XUV dans un plasma, L'UNIVERSITE PARIS-SUD,201.

Chapitre II

Plasma chaud produit par laser

1. Interaction laser avec le plasma :

Lorsqu'un faisceau laser intense interagit avec une cible solide, des électrons sont émis très rapidement en raison de l'absorption multiphotonique. Les premiers électrons émis (électrons libres) transfèrent leur énergie par collisions à d'autres électrons du réseau d'atome, provoquant une avalanche d'ionisation qui éjecte alors de la matière. Les électrons émis sont accélérés dans le champ laser et génèrent un plasma chaud et dense par collisions avec les atomes du milieu. Le plasma se dilate, créant une onde de choc qui se propage vers l'intérieur de la cible. Le laser interagit alors avec le plasma qui se dilate dans le sens opposé au sens de propagation du faisceau laser. Dans cette dynamique, le plasma présente des gradients de densité électronique et de température. On peut distinguer différentes zones caractéristiques du plasma suivant l'axe du laser incident.

2. Structure du plasma :

La structure du plasma produit par l'interaction solide-laser est liée à la forme et à la durée de l'impulsion optique. Un plasma peut être décomposé en différentes zones, qui sont décrites le long de l'axe laser[1].

Quatre mécanismes peuvent être distingués qui déterminent l'hydrodynamique de tels plasmas :

- Absorption de l'énergie laser. Elle est causée par différents processus, mais est généralement dominée par l'absorption de bremsstrahlung inverse.
- Transport d'énergie dans la cible.
- Extension de la portion de résection de la cible
- Émission et transport de rayonnement.

La figure 4 donne l'allure des profils spatiaux des paramètres du plasma, tels que la densité et la température électroniques.

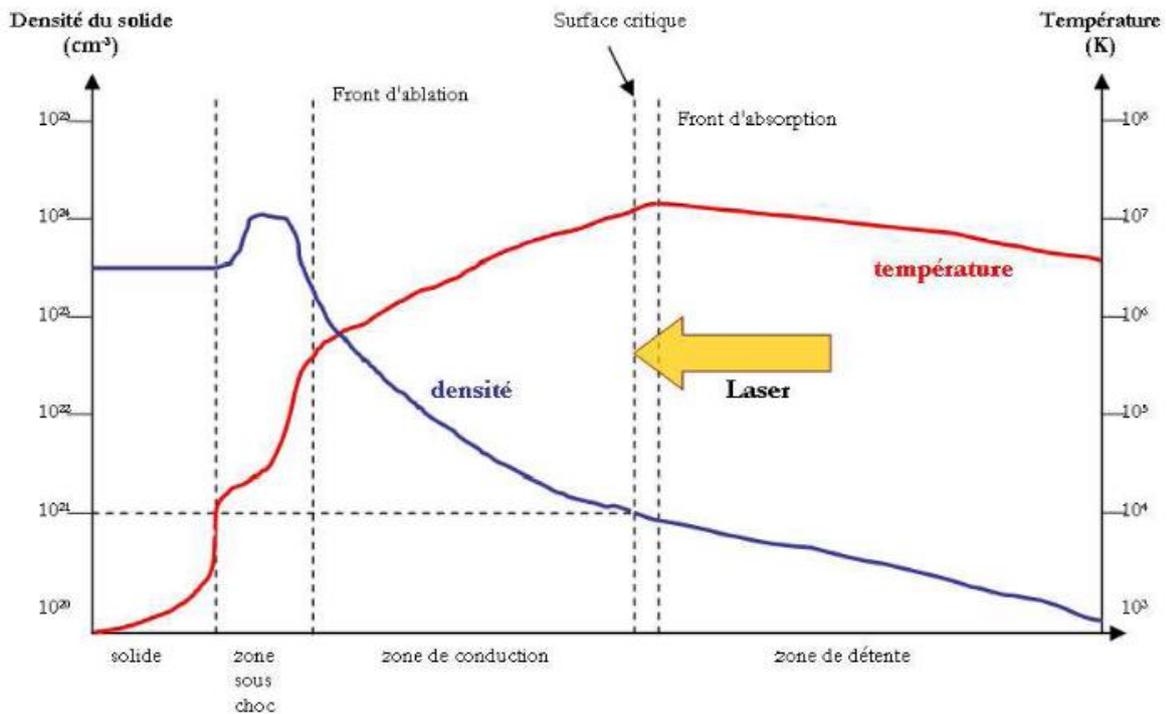


Figure 4: Structure d'un plasma généré par laser avec une cible solide[2].

3. La région sous-critique :

Dans la région des impulsions longues, cette région est très étendue et comprend la couronne de plasma (Fig.4). Celle-ci correspond à la partie du plasma dont les propriétés sont gouvernées par la dilatation et correspond à la zone d'absorption. La partie du plasma où la majeure partie de l'énergie du rayonnement laser est absorbée. Dans la couronne, la température est élevée (200 eV à 1000 eV) et la densité est faible ($n_e < n_c$). Lasers X-UV est généré sur les cibles solides et est régi par l'hydrodynamique dans cette structure

4. La zone de conduction :

En ce moment , nous nous concentrons sur la zone sur-dense ($n_e > n_c$) où aucune rayonnement laser ne pénètre. De fait, l'énergie laser déposée est transférée au plasma dans une zone de conduction. Pour les cibles de faible numéro atomique Z , cette conduction est purement électronique et localisée à l'échelon du gradient thermique. L'épaisseur de la zone de conduction dépend de l'intensité du laser, notamment de la durée de l'impulsion. Donc la conduction thermique électronique est dominante dans cette structure. La température que les électrons peuvent atteindre est contrôlée par ce processus de transport. Une expression "classique" est :

$$Q = -k \cdot \nabla T \quad (\text{II-1})$$

Où T la température des particules considérées et Q le flux de chaleur et k est une constante et représente la conductivité thermique du milieu.

La zone de conduction s'étend à travers des zones de conversion et de réémission vers les régions les plus denses de la cible pour les éléments à Z élevé, comme le montre la figure (Fig. 4). La zone de conversion est une zone optiquement mince à son propre rayonnement où l'énergie laser absorbée est convertie en rayonnement X. Cette région, chauffée par conduction électronique, est refroidie par rayonnement à travers la couronne et d'autre part vers les régions plus denses du plasma. Ainsi, une partie des rayons X émis atteint les régions à haute densité du plasma. C'est la zone de réémission. Elle est optiquement épaisse au rayonnement X et l'absorbe donc en majeure partie pour le restituer sous forme d'un rayonnement quasi-planckien. Ce dernier peut se propager vers la couronne à travers la zone de conversion avec moins d'absorption. Ajouté au spectre émis par la zone de conduction, il forme la composante thermique du spectre observé au front. Cependant, ce rayonnement peut également se diffuser dans des régions plus denses et y être à nouveau absorbé. Ces multiples processus de ré-émission et d'absorption conduisent à la propagation d'ondes conduites au sein de la cible [3]. Dans le régime à impulsions longues, le processus d'ablation et l'expansion hydrodynamique consomment une partie de l'énergie laser déposée, limitant le transfert de chaleur. En régime d'impulsions courtes, l'expansion hydrodynamique n'est pas suffisante pour modifier les propriétés de transport de chaleur

5. La zone de choc :

Dans une zone appelé la zone de choc, la haute pression crée une densité égale ou supérieure à celle du solide, mais la température est trop basse pour que le plasma émette des rayons X. Entre la zone de choc et la cible solide, il peut y avoir une région de cible reste intacte selon les conditions expérimentales, l'épaisseur de la cible, le matériau et l'intensité du laser.

6. Propagation d'une onde dans plasma :

Lors de la propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma, un champ électrique se génère. Au cours de de leur mouvement, les électrons vont osciller dans le champ électrique sans entrer en collision avec les ions. Si la pulsation ω_0 du rayonnement incident est supérieure à la fréquence du plasma ω_{pe} l'onde se propage dans le milieu. Dans le cas inverse l'onde est

totallement réfléchi. On rappelle que dans un plasma où la densité électronique égale n_c , la pulsation du plasma est donnée par : $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2 / m_e \epsilon_0}$ ici ϵ_0 est la constante diélectrique.

La propagation du faisceau laser dans le plasma se trouvera modifier par les électrons libres du plasma créé. La relation suivante décrit la dispersion de l'onde laser :

$$\frac{k_0^2 c^2}{\omega_0^2} = \epsilon(\omega_0) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} \quad (\text{II-2})$$

Où \vec{k}_0 ici est le nombre d'onde laser incidente, Alors l'indice de réfraction du plasma est donné par :

$$r = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}} \quad (\text{II-3})$$

Lors de l'irradiation d'une cible solide par un rayonnement laser, il la transforme superficiellement en plasma. Alors il pénètre ce plasma et est absorbé jusqu'au voisinage de sa densité critique n_c où les deux pulsations du laser ω_0 et du plasma ω_p devient égales. Pour cette densité, qui est donnée par l'expression ci-dessous, le faisceau laser se réfléchit.

$$n_c = \frac{1,11 \cdot 10^{21}}{\lambda_0^2} (cm^{-3}) \quad (\text{II-4})$$

λ_0 : la longueur d'onde dans le vide exprimée en μm .

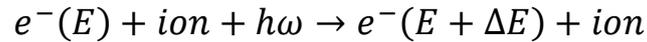
Tous les processus d'absorption et de réflexion interviennent dans la région appelée la région "sous-dense" ou "sous-critique", dans laquelle $n_e < n_c$.

7. Absorption du rayonnement laser dans un plasma :

Le transfert d'énergie de l'impulsion laser de pompe qui chauffe les électrons libres dans le pré-plasma se produit principalement par des collisions électron-photon dans le champ de Coulomb de l'ion, par Bremsstrahlung inverse (BI). Le processus de Bremsstrahlung normal est la décélération d'un électron par interaction coulombienne avec un atome. L'électron passe à un état libre de moindre énergie. L'excès d'énergie est libéré sous forme d'un rayonnement formant un continuum. Le processus peut être écrit comme :

$$e^-(E) + \text{atome} \rightarrow e^-(E - \Delta E) + \text{atome} + h\omega$$

Où $\omega = \Delta E$ est l'énergie du photon émis. Le processus de bremsstrahlung inverse est donc :



Où $\omega = \Delta E$ est l'énergie du photon absorbé. L'électron est donc accéléré et gagne de l'énergie cinétique. Cette énergie est convertie en énergie thermique par des collisions électron-électron. Cela entraîne une augmentation de la température. Les électrons libres du plasma oscillent dans le champ électromagnétique du laser et entrent des collisions aléatoires avec les ions. Par conséquent, l'énergie cohérente d'oscillation est ainsi convertie en énergie thermique

8. Processus atomique dans les plasmas :

8.1 Collision élastique :

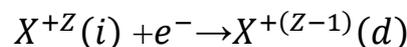
On parle de collisions élastiques lorsque le nombre de particules est constant et que l'énergie interne de chaque particule ne change pas avant et après la collision. En d'autres termes, les particules ne se déforment pas et ne changent pas leurs propriétés.

8.2 Collision inélastique :

On dit une collision inélastique lorsque la collision s'accompagne alors d'une variation d'énergie interne et d'une modification du nombre de particules. Où il y a la conservation de la quantité de mouvement, et pas de conservation de l'énergie cinétique. Dans ce cas une partie de l'énergie cinétique initiale du système s'est transformée en d'autres formes d'énergie.

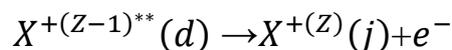
8.3 Excitation résonnante :

L'excitation résonnante est la transition d'un ion X^{+Z} de l'état (i) à état (j) via un état d'auto-ionisation, c'est un processus à deux étapes. Dans la première étape, l'ion va capturer un électron et devient doublement excité, c'est la capture diélectronique



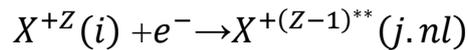
Dans la deuxième étape, l'ion doublement excité va s'auto-ioniser en rejetant un électron.

L'auto-ionisation est une désexcitation non radiative d'un ion par émission d'un électron.

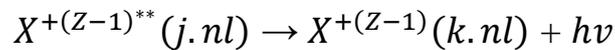


8.4 Recombinaison diélectrique :

La recombinaison diélectrique de l'ion X^{+Z} est le résultat d'une capture diélectrique



Suivie d'une transition radiative stabilisatrice vers un état($k.nl$) situe au dessous de la limite d'ionisation



La recombinaison diélectrique et le processus de recombinaison (e-ion) dominant quand l'énergie thermique des électrons est proche de l'énergie d'excitation de l'ion recombinant

9. Emission de radiations électromagnétique d'un plasma :

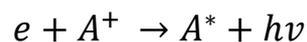
Les radiations émises par le plasma sont dues à trois processus qui sont le bremsstrahlung, la recombinaison, la désexcitation :

9.1 Le bremsstrahlung :

Connu aussi par « Rayonnement de freinage », ce phénomène se produit lors de passage des particules de charge négative au voisinage du champ coulombien d'un noyau. Ces derniers vont être freinés et par suit perdront de l'énergie sous forme d'un rayonnement électromagnétique.

9.2 La recombinaison radiative :

Il y a une émission d'un photon lorsqu' un électron est capturé par l'ion



9.3 La désexcitation radiative :

Pour les ions excités, la transition des électrons d'un niveau supérieur à un niveau inférieur plus stable, cette transition s'accompagne de la libération d'énergie sous forme de rayonnement électromagnétique.

10. Mécanismes de pompage des lasers en rayons X :

10.1 Pompage collisionnel pour les ions néonoïde :

La première démonstration d'une amplification laser X-UV en régime collisionnel fut réalisée en 1985 par D. Matthews et *al* [4]. Le pompage collisionnel permet d'obtenir des lasers à rayons X beaucoup plus puissants que ceux obtenus à partir de plasmas de recombinaison.

Le pompage collisionnel nécessite des ions fortement chargés dont la dernière couche électronique est complète comme par exemple les ions néonoïdes qui est très utilisés dans les laboratoires de recherches.

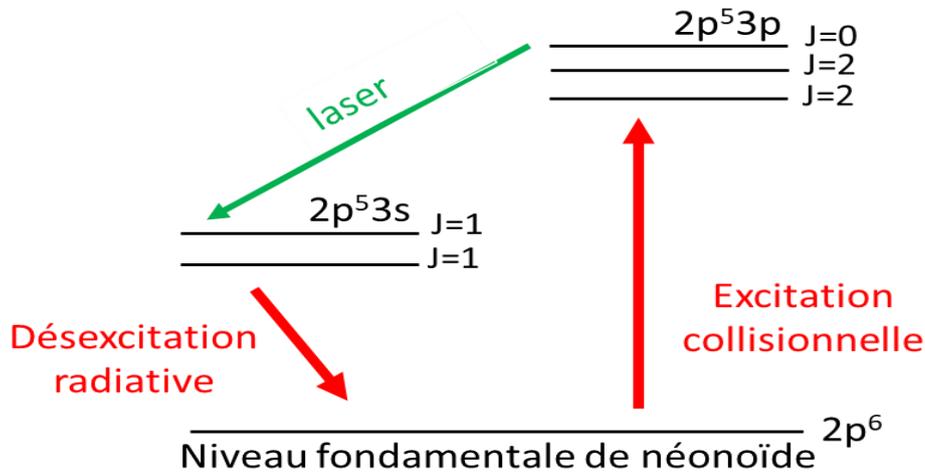


Figure 5 : Schéma simplifié du pompage par excitation collisionnelle d'un ion néonoïde.

Le niveau supérieur métastable ou de longue durée de vie, est peuplé à partir du niveau fondamental par collision électronique. Le niveau inférieur est de courte durée de vie car il se désexcite rapidement vers le niveau fondamental par transition radiative permise.

10.2 Inversion de population dans les ions néonoïdes :

Le pompage collisionnel est largement utilisé pour les ions fortement chargés de la séquence isoélectrique du néon (ions à 10 électrons). Les transitions $3s$ - $3p$ dans les ions néonoïdes sont considérées comme de bonnes sources de rais X

On peut s'attendre à avoir une inversion de population en certains niveaux $3p$ et $3s$, c'est dû principalement au fort monopole d'excitation à partir du niveau fondamental $2p^6$ vers son niveau supérieur et le déclin radiative des niveaux $2p^63p$ vers le fondamental est strictement interdit (à cause de la parité) tandis que pour les niveaux $2p^63s$ la probabilité de désexcitation radiative vers le fondamental est relativement élevé[5].

Références :

- [1] : Virginie.NAGELS-SILVERT, Validation expérimentale des codes de physique atomique des plasma hors équilibre thermodynamique local, ECOLE POLYTECHNIQUE, 2004.
- [2] : Kevin Cassou, Etudes d'amplificateurs plasma laser à haute cadence dans le domaine X-UV et applications, L'Université de Paris Sud - XI, Orsay. 2006.
- [3] : R. Sigel et al. X-rays from laser plasmas. In M. C. Richardson, editor, Proc. SPIE, volume 831, page 25, 1988.
- [4] : D. L. Matthews et al. Demonstration of a soft x-ray amplifier. Phys. Rev. Lett., 54(2) :110–113, Jan 1985.
- [5] : P.B. Holden, S.B. Healy, M.T.M. Lightbody, G.J. Pert, J.A. Plowes, A.E. Kingston, E. Robertson, C.L.S. Lewis, and D. Neely, J. Phys. B 27, 341 (1994).

Chapitre III
Coefficient de gain

1. Expression du coefficient de gain :

Le gain proprement dit est le produit du coefficient de gain α par la longueur du milieu amplificateur z dans notre cas c'est un plasma produit par un laser de puissance. Et c'est lui qui est l'exposant de la fonction exponentielle déterminant l'intensité du rayonnement émis par rapport au rayonnement incident.

$$I = I_0 \exp(\alpha \times z) \quad (\text{III-1})$$

Ce coefficient de gain ou coefficient d'amplification se donne par l'expression suivante [1] :

$$\alpha = N_u \sigma_{st} - N_l \sigma_{abs} \quad (\text{III-2})$$

Où σ_{st} est la section efficace d'émission stimulées et σ_{abs} la section efficace d'absorption entre les niveaux. N_u, N_l sont le nombre d'ion par unité de volume dans le niveau supérieur et inférieur respectivement de la transition lasante considéré. On peut le réécrire en fonction de la densité d'inversion de population sous la forme :

$$\alpha = \sigma_{st} \cdot N_u \cdot g_u \left(\frac{N_u}{g_u} - \frac{N_l}{g_l} \right) \quad (\text{III-3})$$

Sachant que l'expression : $N_u \cdot g_u \left(\frac{N_u}{g_u} - \frac{N_l}{g_l} \right)$ exemplifie la densité d'inversion de population.

L'expression du gain montre que le fait que le rayonnement soit amplifié à traverser du milieu amplificateur suppose que la densité d'inversion de population soit positive, car c'est seulement dans ce cas que les processus d'émission stimulée de la transition laser seront prédominant vis-à-vis des d'absorption du rayonnement qui se produisent en même temps.

Donc la détermination du coefficient de gain sera plus facile si on cherche l'expression de la section efficace stimulée. D'abord en considérons le nombre N_r correspond à la variation de la densité de population N_l du niveau inférieur par unité de temps, qu'on peut écrire sous la forme suivante :

$$N_r = \frac{dN_l}{dt} = B_{ul} \cdot N_u \cdot \rho(V_{ul}) \quad (\text{III-4})$$

Où B_{ul} c'est le coefficient d'Einstein induit. Si un faisceau incident de N photons par unité de surface et de temps traversant un plasma amplificateur et de densité N_u d'ions dans le niveau supérieur, on peut écrire par analogie :

$$N_r = N \cdot N_u \cdot \sigma_{st} \quad (\text{III-5})$$

Donc on déduit :

$$N \cdot \sigma_{st} = B_{ul} \cdot \rho(\nu_{ul}) \quad (\text{III-6})$$

Et puisque $\rho(\nu_{ul})$ représente la densité spectrale énergétique du faisceau incident pour la fréquence ν_{ul} s'écrit :

$$\rho(\nu_{21}) = \frac{N \cdot h \cdot \nu}{c \cdot \Delta \nu} \quad (\text{III-7})$$

Et aussi B_{ul} c'est le coefficient d'Einstein induit où nous pouvons l'écrire en fonction du coefficient d'émission spontanée A_{ul} :

$$B_{21} = \frac{c^3}{8 \cdot \pi \cdot h \cdot \nu_{ul}^3} A_{ul} \quad (\text{III-8})$$

D'après les relations (III-7) et (III-8) on en déduit que :

$$\sigma_{st} = \frac{A_{ul} \lambda_{ul}^3}{8 \cdot \pi \cdot c (\Delta \lambda / \lambda)} \quad (\text{III-9})$$

Finalement, en remplaçant σ_{st} par son expression, et adoptant que l'élargissement Doppler est dominant pour ce type de plasmas le coefficient de gain peut s'écrire sous la forme:

$$\alpha = \frac{1}{8 \cdot \pi} \sqrt{\frac{M}{2 \cdot \pi \cdot k \cdot T_i}} A_{ul} \cdot \lambda_{ul}^3 \cdot g_u \left(\frac{N_u}{g_u} - \frac{N_l}{g_l} \right) \quad (\text{III-10})$$

Où T_i est la température des ions qui est assumée égale à la température des électrons, M est la masse atomique de l'ion, k est la constante de Boltzmann, λ est la longueur d'onde correspondante à la transition entre le niveau supérieur et inférieur et A_{ul} est le taux d'émission radiative à partir de u vers l .

Il apparaît très clairement que le calcul du coefficient de gain repose sur la détermination des densités de population des ions (N_u) du niveau supérieur et (N_l) du niveau inférieur.

2. Calcul de la densité de population :

Dans le but de calculer les densité de population d'un niveau (i) d'un ion émetteur d'une raie laser on doit résoudre ce système d'équation couplées.

$$N_i \left[n_e \left(\sum_{k>i} C_{ik}^e + \sum_{k<i} C_{ik}^d \right) + \sum_{k<i} A_{ik} \right] = \sum_{k>i} N_k A_{ki} + n_e \left[\sum_{k<i} N_k C_{ki}^e + \sum_{k>i} N_k C_{ki}^d \right] \quad (\text{III-11})$$

Où C_{ki}^e et C_{ki}^d sont les coefficients d'excitation et de désexcitation collisionnelle respectivement. Dans cette équation on tient compte en plus de l'excitation à partir du niveau fondamental, des processus d'excitation et de désexcitation collisionnelle entre les différents niveaux. A_{ki} La probabilité de transition radiative spontanée du niveau k vers le niveau i . Le premier membre correspond aux mécanismes de dépeuplement peuplement du niveau i , et le deuxième prend en compte tous les processus de peuplement du niveau à partir des autres niveaux notés k .

Pour le calcul des densités de population des niveaux inférieur et supérieur de la transition $2p^53p^3S_0 \rightarrow 2p^53s^3P_1$, associer à la raie lasante $J=0 \rightarrow 1$ dans le Sélénium néonoïde, les 27 premiers niveaux ceux issue des configurations $2s^22p^6$, $2s^22p^53s$, $2s^22p^53p$, $2s^22p^53d$.

Dans un plasma de plusieurs ions issue d'un même élément les qui est le Sélénium dans notre cas la densité de population d'un niveau i est donnée par :

$$N_i = \frac{N_i}{N_T} \times \frac{N_T}{N_{Se}} \times \frac{N_{Se}}{n_e} \times n_e \quad (\text{III-12})$$

Où N_i/N_T représente la population relative à la population totale de l'ion et c'est celle qu'on peut déterminer par l'équation (III. 11). Le rapport N_T/N_{Se} exprime la concentration de l'ion relative aux autres états d'ionisation. N_{Se}/n_e représente le nombre d'ions par rapport au nombre d'électrons n_e est la densité des électrons.

En supposant que N_u est relatif à la densité totale des ions néonoïdes N_T et en admettant que la température ionique est égale à la température électronique, on obtient le rapport du gain sur la densité totale N_T .

$$\frac{\alpha}{N_T} = \frac{10^{-26}}{8\pi c} \sqrt{\frac{Mc^2}{2\pi T_e}} A_{ul} \cdot \lambda_{ul}^3 \cdot g_u \left(\frac{N_u}{g_u} - \frac{N_l}{g_l} \right) \quad (\text{III-13})$$

Dans ce cas le coefficient de gain se donne en cm^2 à condition de prendre,

T_e : La température électronique en eV

c : la vitesse de la lumière en m/s

λ_{ul} : En Angstrom

Mc^2 : La masse de l'ion lasant en eV

A_{ul} : La probabilité de désexcitation radiative du niveau supérieur vers le niveau inférieur en s^{-1}

3. L'inclusion de l'effet d'ionisation :

Lorsqu'on introduit l'effet d'ionisation des couches interne des ions de Se^{23+} à l'état fondamental $2p^63s^2S_{1/2}$, on va remplacer N_l par :

$$N'_l = N_l(Ne) + N_g(Na) \frac{n_e C_{gl}^i}{A_{lg} + n_e \sum_{k>l} C_{lk}^e} \quad (\text{III-14})$$

$N_g(Na)$: la densité de population du niveau fondamental des ions Se^{23+} relative à la densité total des ions Se^{24+} (N_T).

C_{gl}^i : Coefficient de taux d'ionisation à partir de niveau fondamental de Se^{23+}

4. Coefficients de taux d'excitation et désexcitation collisionnelles :

L'excitation ou la désexcitation d'un ion par collisions électroniques est caractérisée par les forces de collision effectives totales γ . A partir de ces derniers on peut obtenir le coefficient de taux d'excitation $C(i \rightarrow j)$ du niveau i vers le niveau j comme [2] :

$$C_{ij}^e(T_e) = \frac{8.629 \times 10^{-6}}{g_i T_e^{1/2} G(kT_e/m_e c^2)} \gamma \exp(E_{ij}/kT_e) \quad (\text{III-15})$$

Où g_i est le poids statistique du niveau initial i et E_{ij} l'énergie de transition, T_e est la température électronique, et k désigne la constante de Boltzmann ($8,618 \times 10^{-5}$ eV/K)

$G(kT_e/m_e c^2)$ est un facteur de correction relativiste, pour $x = kT_e/m_e c^2 < 1$ ce qui est généralement vrai pour la plupart des cas d'intérêt, ce dernier est donné par :

$$G(x) = 1 + \frac{15}{8} x + \frac{105}{128} x^2 + \frac{315}{1024} x^3 + \frac{10395}{32768} x^4 + \dots \quad (\text{III-16})$$

Ce facteur peut être approximé par l'unité lorsque l'on considère les coefficients pour la gamme des températures que nous avons considéré dans ce travail. (Par exemple voir la ref [3][2]).

Grâce à la symétrie de la force de collision on peut déduire le coefficient de taux de désexcitation $C(j \rightarrow i)$ pour la transition inverse $j \rightarrow i$ comme la forme suivante :

$$C_{ji}^d(T_e) = \frac{8.629 \times 10^{-6}}{g_j T_e^{1/2} G(kT_e/m_e c^2)} \gamma \quad (\text{III-17})$$

Il est utile de rappeler que les équations (III-14) et (III-16) sont valables tant que la distribution des électrons libres du plasma est Maxwellienne

Références :

- [1] :HADJIAT Mohammed Moundji, Calcul du coefficient de gain des raies X-mou lasantes $J=0-1$ et $J=2-1$ dans des plasmas de germanium, UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID DE TLEMCEM(2004).
- [2] : K. Wang, C.Y. Chen, M. Huang, Y.S. Wang, Y.M. Zou Atomic Data and Nuclear Data Tables 97 (2011).
- [3] : K.M.Aggarwal,F.P.Keenan,Astron.Astrophys.488(2008)365.

Chapitre IV

Résultats et discussions

1. Introduction :

Dans ce chapitre nous allons calculer le coefficient du gain avec et sans l'inclusion de l'effet d'ionisation de la raie laser $3p^1S_0 \rightarrow 3s^3P_1$ du Se^{24+} en utilisant des données atomiques disponible en littérature.

2. Coefficient du gain sans inclusion de l'effet d'ionisation :

Pour le calcul nous avons utilisé l'expression donnée par l'équation (III-11) du chapitre précédent. Pour la transition associée à $J=0-1$, pour un ion bien déterminé, on remarque que $(\frac{10^{-26}}{8\pi c} \sqrt{\frac{Mc^2}{2\pi}} A_{ul} \cdot \lambda_{ul}^3 \cdot g_u)$, est constantes qu'on peut calculer une fois pour toute. Dans le cas de sélénium où on a :

$$Mc^2 = 931.38 \times 10^6 \times 78.96 = 7354,7646 \text{ eV.} \quad c = 3 \times 10^8 \text{ m/s.} \quad A_{ul} = 2.93 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}. \quad \lambda_{ul} = 178 \text{ \AA}.$$

Le coefficient du gain en cm^2 se donne finalement par l'équation suivant :

$$\frac{\alpha}{N_T} = 7.2184 \times 10^{-14} \times T^{-1/2} \times \left(\frac{N_u}{1} - \frac{N_l}{3} \right) \quad (IV-1)$$

Et si nous prenons la densité totale des ions néonoïdes :

$$N_T = \frac{N_T}{N_{Se}} \times \frac{N_{Se}}{n_e} \times n_e \quad (IV-2)$$

Dans les conditions de température que nous avons considéré on peut prendre $\frac{N_{Se}}{n_e} = \frac{1}{24}$ exprime le nombre d'ions Se par rapport au nombre d'électrons et $\frac{N_T}{N_{Se}} = \frac{1}{4}$ représente la concentration de l'ion relative aux autres états d'ionisation, et pour cela le coefficient de gain en cm s'écrira comme suit:

$$\alpha(cm^{-1}) = \frac{\alpha}{N_T} \times N_t = \frac{1}{96} \times \frac{\alpha}{N_T} \times n_e \quad (IV-3)$$

Nous avons utilisé les valeurs de densités de populations relatives données par Gupta et *al.* (1989). Dans ces calculs l'auteur a considéré les 27 premiers niveaux qui figure dans **le tableau 1**. La première colonne d'énergie représente les valeurs prises et calculées par [1] Dans **le tableau 2** sont présenté les transitions radiative A_{ij} entre ces niveaux, la deuxième et la cinquième colonne des valeurs trouver par Gupta en utilisant l'approche *ab initio*. Troisième et sixième colonne se

Chapitre IV : Résultats et discussions

donné par Wang [2] où il est utilisé le code F.A.C (flexible Atomic code). En remarque bien que les valeurs sont proches.

Tableau 1 : les niveaux de transition d'énergies du 27 premiers niveaux d'énergie du Se^{24+} .

Indice du niveau	Configuration du niveau	<i>LSJ</i>	Energie (eV)
1	$2p^6$	1S_0	0.0
2	$2p^53s$	3P_2	1441.5220
3	$2p^53s$	1P_1	1444.3110
4	$2p^53s$	3P_0	1482.8840
5	$2p^53s$	3P_1	1484.3260
6	$2p^53p$	3S_1	1489.3910
7	$2p^53p$	3D_2	1491.8910
8	$2p^53p$	3D_3	1499.4550
9	$2p^53p$	1P_1	1500.3530
10	$2p^53p$	3P_2	1503.6730
11	$2p^53p$	3P_0	1517.7690
12	$2p^53p$	3D_1	1532.1770
13	$2p^53p$	3P_1	1542.0410
14	$2p^53p$	1D_2	1542.8030
15	$2p^53p$	1S_0	1553.9870
16	$2p^53d$	3P_0	1559.9330
17	$2p^53d$	3P_1	1561.8920
18	$2p^53d$	3F_3	1565.2120
19	$2p^53d$	3F_4	1565.2250
20	$2p^53d$	3P_2	1565.5380
21	$2p^53d$	1D_2	1568.3950
22	$2p^53d$	3D_3	1570.8850
23	$2p^53d$	3D_1	1581.0210
24	$2p^53d$	3F_2	1606.0290
25	$2p^53d$	3D_2	1608.4780
26	$2p^53d$	1F_3	1609.6750
27	$2p^53d$	1P_1	1618.9270

Dans le **tableau 3** figurent les valeurs les densités de population relative des niveau inférieur et supérieur considéré pour les densités électroniques 10^{18} , 10^{20} et 10^{22} , et des températures 500, 1000 et 2000 eV, où on peut remarquer le taux d'inversion de population. Et ce sont ces valeurs que nous avons utilisées pour la détermination de coefficient de gain.

Tableau 2 : les probabilité d'émission spontanée A_{ij} entre les 27 premiers niveaux d'énergie du Se^{24+}

$i - j$	$A_{ij} (\text{s}^{-1})$		$i - j$	$A_{ij} (\text{s}^{-1})$	
1-3	3.45 (+12)	4.06 (+12)	8-20	1.03 (+09)	
1-5	2.09 (+12)	2.82 (+12)	8-21	1.32 (+08)	
1-17	2.58 (+11)	2.88 (+11)	8-22	4.34 (+09)	4.35 (+9)
1-23	4.83 (+13)	5.03 (+13)	8-24	1.03 (+06)	
1-27	7.89 (+13)	7.71 (+13)	8-25	7.86 (+07)	
2-6	8.15 (+09)	6.90 (+9)	8-26	8.40 (+07)	
2-7	4.64 (+09)	4.41 (+9)	9-16	7.10 (+07)	
2-8	1.46 (+10)	1.45 (+10)	9-17	2.80 (+08)	
2-9	8.94 (+07)	1.38 (+7)	9-20	1.58 (+09)	1.64 (+9)
2-10	9.15 (+09)	9.71 (+9)	9-21	1.33 (+10)	1.28 (+10)
2-12	2.31 (+07)	6.70 (+7)	9-23	1.37 (+10)	1.36 (+10)
2-13	5.42 (+08)	1.50 (+9)	9-24	9.74 (+05)	
2-14	6.30 (+07)	1.20 (+8)	9-25	4.24 (+06)	
3-6	3.14 (+07)	2.68 (+7)	9-27	2.73 (+09)	1.99 (+9)
3-7	4.19 (+09)	3.89 (+9)	10-17	1.74 (+09)	1.54 (+9)
3-9	1.27 (+10)	1.26 (+10)	10-18	2.57 (+08)	
3-10	7.63 (+09)	7.72 (+9)	10-20	5.99 (+09)	5.61 (+9)
3-11	2.53 (+10)	2.64 (+10)	10-21	5.07 (+08)	
3-12	9.83 (+06)	5.12 (+7)	10-22	1.58 (+10)	1.52 (+10)
3-13	1.00 (+06)	4.37 (+7)	10-23	4.83 (+07)	
3-14	4.25 (+07)	5.92 (+7)	10-24	1.38 (+07)	
3-15	1.96 (+10)	2.21 (+10)	10-25	3.72 (+08)	
4-6	9.11 (+04)	1.48 (+4)	10-26	5.08 (+06)	
4-9	1.21 (+02)	3.76 (+3)	10-27	8.08 (+07)	
4-12	3.15 (+09)	2.87 (+9)	11-17	6.92 (+07)	
4-13	1.00 (+10)	9.88 (+9)	11-23	8.23 (+09)	7.90 (+9)
5-6	5.11 (+04)	5.39 (+3)	11-27	1.68 (+09)	1.82 (+9)
5-7	2.21 (+02)	8.56 (+2)	12-16	3.28 (+04)	
5-9	7.55 (+05)	2.37 (+5)	12-17	2.07 (+05)	
5-10	1.09 (+06)	9.15 (+5)	12-20	1.45 (+06)	
5-11	4.29 (+08)	3.86 (+8)	12-21	6.20 (+05)	
5-12	5.25 (+09)	4.91 (+9)	12-23	5.14 (+07)	
5-13	4.89 (+09)	4.51 (+9)	12-24	2.16 (+10)	2.15 (+10)
5-14	1.50 (+10)	1.50 (+10)	12-25	6.75 (+06)	
5-15	2.23 (+10)	2.36 (+10)	12-27	1.16 (+10)	1.13 (+10)
6-16	2.22 (+10)	2.10 (+10)	13-16	4.58 (+06)	
6-17	1.77 (+10)	1.74 (+10)	13-17	1.50 (+06)	
6-20	8.36 (+09)	8.33 (+9)	13-20	1.54 (+06)	
6-21	1.80 (+09)	1.89 (+9)	13-21	3.14 (+04)	
6-23	1.22 (+09)	1.21 (+9)	13-23	2.06 (+07)	
6-24	2.92 (+07)		13-24	3.56 (+08)	
6-25	6.08 (+07)		13-25	1.67 (+10)	1.59 (+10)

Suite de **tableau 2** :

$i - j$	$A_{ij} (s^{-1})$		$i - j$	$A_{ij} (s^{-1})$	
6-27	2.57 (+07)		13-27	4.37 (+09)	4.04 (+9)
7-17	2.35 (+09)	1.90 (+9)	14-17	9.91 (+05)	
7-18	2.12 (+09)		14-18	3.31 (+05)	
7-20	4.19 (+09)	3.89 (+9)	14-20	2.33 (+06)	
7-21	7.18 (+09)	7.74 (+9)	14-21	2.41 (+05)	
7-22	8.57 (+07)		14-22	5.81 (+05)	
7-23	9.28 (+08)		14-23	2.08 (+07)	
7-24	3.66 (+07)		14-24	2.30 (+09)	2.22 (+9)
7-25	1.79 (+08)		14-25	1.92 (+09)	1.69 (+9)
7-26	1.37 (+07)		14-26	1.92 (+10)	1.83 (+10)
7-27	2.09 (+07)		14-27	4.98 (+08)	
8-18	2.69 (+09)		15-17	1.82 (+04)	
8-19	1.83 (+10)		15-23	1.90 (+07)	
			15-27	8.90 (+09)	7.74 (+9)

Tableau 3 : les populations relatives des niveaux inférieurs N_l et supérieurs N_u d'ion Se 24+ . Les valeurs entre les parenthèses (-a)= (10^{-a}) .

		N_l	N_u
$n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$T_e = 500 \text{ eV}$	2.17(-6)	7.61(-5)
	$T_e = 1000 \text{ eV}$	6.05(-6)	2.57(-4)
	$T_e = 2000 \text{ eV}$	8.62(-6)	4.09(-4)
$n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$	$T_e = 500 \text{ eV}$	1.93(-4)	1.32(-3)
	$T_e = 1000 \text{ eV}$	4.94(-4)	4.11(-3)
	$T_e = 2000 \text{ eV}$	6.82(-4)	5.91(-3)
$n_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$	$T_e = 500 \text{ eV}$	6.07(-3)	2.34(-3)
	$T_e = 1000 \text{ eV}$	1.19(-2)	5.28(-3)
	$T_e = 2000 \text{ eV}$	1.41(-2)	6.63(-3)

Tableau 4 :

		$\alpha(\text{cm}^{-1})$	$\frac{\alpha}{N_T}(\text{cm}^2)$
$T_e=500 \text{ eV}$	$n_e=10^{18} \text{ cm}^{-3}$	2.534^{-3}	2.433^{-19}
	$n_e=10^{20} \text{ cm}^{-3}$	4.221	40.53^{-19}
	$n_e=10^{22} \text{ cm}^{-3}$	106.4	10.22^{-19}
$T_e=1000 \text{ eV}$	$n_e=10^{18} \text{ cm}^{-3}$	6.062^{-3}	5.820^{-19}
	$n_e=10^{20} \text{ cm}^{-3}$	9.380	90.05^{-19}
	$n_e=10^{22} \text{ cm}^{-3}$	312.1	29.97^{-19}
$T_e=2000 \text{ eV}$	$n_e=10^{18} \text{ cm}^{-3}$	6.828^{-3}	6.555^{-19}
	$n_e=10^{20} \text{ cm}^{-3}$	9.554	91.72^{-19}
	$n_e=10^{22} \text{ cm}^{-3}$	324.4	31.15^{-19}

Les valeurs de coefficient du gain en cm^{-1} et ceux en cm^2 de la raie lasante $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ par les ions de Sélénium de la séquence isoélectronique du néon dans un plasma chaud ($T_e \geq 500 \text{ eV}$) et dense, figurent dans la troisième et la quatrième colonne du **tableau 4**.

Les résultats que nous avons trouvés montrent que pour une température donnée la plus grande valeur de coefficient du gain (cm^2) est obtenue pour la densité n_e égal à 10^{20} cm^{-3} .

On remarque aussi que ce coefficient augmente rapidement entre les températures 500 eV et 1000 eV de 1000 eV à 2000 eV. Contrairement pour le coefficient de gain en cm^{-1} il augmente rapidement avec la densité électronique.

3. Coefficient du gain avec l'inclusion de l'effet d'ionisation :

Nous allons reprendre l'équation (IV-1) ci-dessus où on va remplacer N_l par l'expression donnée par l'équation (III-14). Nous avons utilisé les coefficients taux d'ionisation C_{gl}^i (ceux cité dans le **tableau 5**) pour le peuplement du niveau inférieur de la raie laser à partir de niveau fondamental du Se^{23+} , pour les températures 500 eV, 1000 eV et 2000 eV, qui sont donnés dans [3]. Ce dernier augmente avec la température. Il important a mentionné que les coefficients taux d'ionisation C_{gl}^i pour le peuplement du niveau supérieur sont 10 fois plus petits [3]. Pour cette raison nous ne l'avons pas considéré dans le calcul de N_u . **Le tableau 6** contient les coefficients de taux d'excitations C_{5j} en cm.s^{-1} collisionnel par impact d'électron à partir du niveau inférieur (configuration 5) calculés

Chapitre IV : Résultats et discussions

par l'eq (III-14) en exploitant les forces de collision effectives γ pris à partir de [2] pour $T_e = 500$ eV, 1000 eV et 2000 eV. Les coefficients de gain pour cette raie laser correspondant à trois valeurs de densités différentes $10^{18}, 10^{20}$ et 10^{22} cm⁻³ en fonction du rapport d'abondance des ions Se²³⁺/Se²⁴⁺ ont été calculés et tracés sur trois figures 1,2,3 et 4.

Tableau 5 : les coefficients de taux d'ionisation C_{gl}^i à partir de niveau fondamental du Sodium Se²³⁺ pour différente température [3]

C_{gl}^i (cm ³ /s)	$T_e = 500$ eV	$T_e = 1000$ eV	$T_e = 2000$ eV
	1.18×10^{-13}	1.73×10^{-12}	6.80×10^{-12}

Tableau 6 : les coefficients de taux d'excitations C_{5j} en cm.s⁻¹, et les forces de collision effectives

γ

$i - j$	$T_e = 500$ eV		$T_e = 1000$ eV		$T_e = 2000$ eV	
	γ	C_{5j}	γ	C_{5j}	γ	C_{5j}
5 - 6	9.82 (-3)	1.270 (-9)	1.04 (-2)	9.486 (-10)	1.09 (-2)	7.020 (-10)
5 - 7	3.56 (-3)	4.635 (-10)	2.91 (-3)	2.663 (-10)	2.05 (-3)	1.322 (-10)
5 - 8	6.07 (-3)	8.039 (-10)	4.78 (-3)	4.411 (-10)	3.16 (-3)	2.047 (-10)
5 - 9	3.76 (-3)	4.986 (-10)	3.56 (-3)	3.287 (-10)	3.13 (-3)	2.028 (-10)
5 - 10	9.12 (-3)	1.218 (-9)	8.77 (-3)	8.130 (-10)	8.14 (-3)	5.285 (-10)
5 - 11	6.70 (-2)	9.203 (-9)	7.39 (-2)	6.946 (-9)	8.25 (-2)	5.394 (-9)
5 - 12	7.46 (-1)	1.055 (-7)	8.22 (-1)	7.840 (-8)	9.23 (-1)	6.079 (-8)
5 - 13	3.60 (-1)	5.201 (-8)	3.93 (-1)	3.788 (-8)	4.39 (-1)	2.906 (-8)
5 - 14	1.83 (-0)	2.650 (-7)	2.02 (-0)	1.837 (-7)	2.27 (-0)	1.503 (-7)
5 - 15	3.18 (-1)	4.711 (-8)	3.52 (-1)	3.436 (-9)	3.97 (-1)	2.645 (-8)
5 - 16	2.70 (-4)	4.023 (-11)	2.35 (-4)	2.307 (-11)	1.61 (-4)	1.074 (-11)
5 - 17	1.46 (-3)	2.184 (-10)	1.28 (-3)	1.255 (-10)	9.80 (-4)	6.546 (-11)
5 - 18	2.79 (-3)	4.204 (-10)	2.51 (-3)	2.471 (-10)	1.74 (-3)	1.164 (-10)
5 - 19	2.19 (-3)	3.301 (-10)	1.97 (-3)	1.939 (-10)	1.37 (-3)	9.167 (-11)
5 - 20	2.31 (-3)	3.483 (-10)	2.07 (-3)	2.038 (-10)	1.53 (-3)	1.023 (-10)
5 - 21	1.99 (-3)	3.019 (-10)	1.75 (-3)	1.728 (-10)	1.21 (-3)	8.110 (-11)
5 - 22	3.31 (-3)	5.046 (-10)	3.00 (-3)	2.970 (-10)	2.19 (-3)	1.469 (-10)
5 - 23	3.27 (-3)	5.085 (-10)	2.85 (-3)	2.850 (-10)	2.32 (-3)	1.564 (-10)
5 - 24	5.44 (-2)	8.922 (-9)	5.12 (-2)	5.258 (-9)	4.84 (-2)	3.307 (-9)
5 - 25	4.42 (-2)	7.281 (-9)	4.04 (-2)	4.158 (-9)	3.72 (-2)	2.545 (-9)
5 - 26	1.20 (-1)	1.982 (-8)	1.16 (-1)	1.195 (-8)	1.12 (-1)	7.668 (-9)
5 - 27	5.08 (-2)	8.531 (-9)	4.93 (-2)	5.123 (-9)	4.82 (-2)	3.313 (-9)

L'introduction de l'effet d'ionisation collisionnelle de l'ion Se²³⁺ dans son l'état fondamental $2p^6$ $3s^2S_{1/2}$ dans l'évaluation du peuplement du niveau inférieur 3P_1 de la raie lasante nommée $J=0 \rightarrow 1$,

l'augmente. Cette augmentation a un effet insignifiant sur le coefficient du gain pour la densité électronique $n_e = 10^{18} \text{cm}^{-3}$. L'effet commence à être ressentie pour $n_e = 10^{20} \text{cm}^{-3}$. Et il est plus important pour $T_e = 2000 \text{eV}$ que pour $T_e = 1000 \text{eV}$. Voir les figure 1, 2, 3 et 4

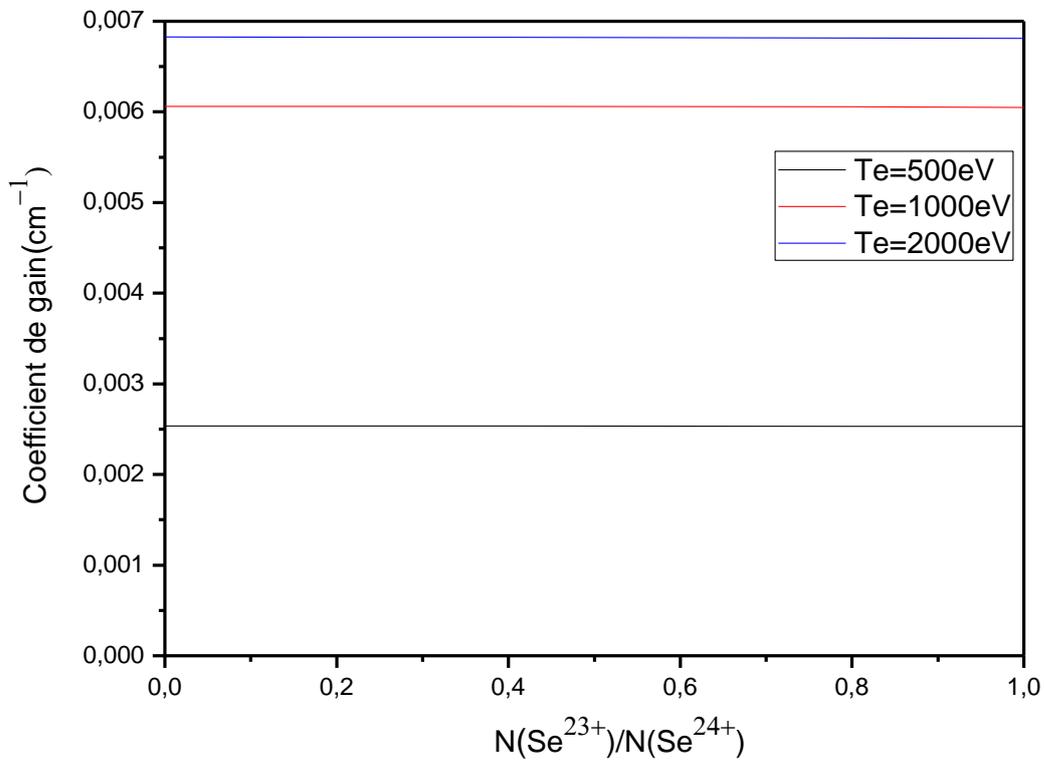


Figure 1: Variation du coefficient de gain α de la raie $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ avec le rapport d'abondance des ions $N(\text{Se}^{23+})/N(\text{Se}^{24+})$ à $n_e = 10^{18} \text{cm}^{-3}$ pour 500, 1000 et 2000 eV.

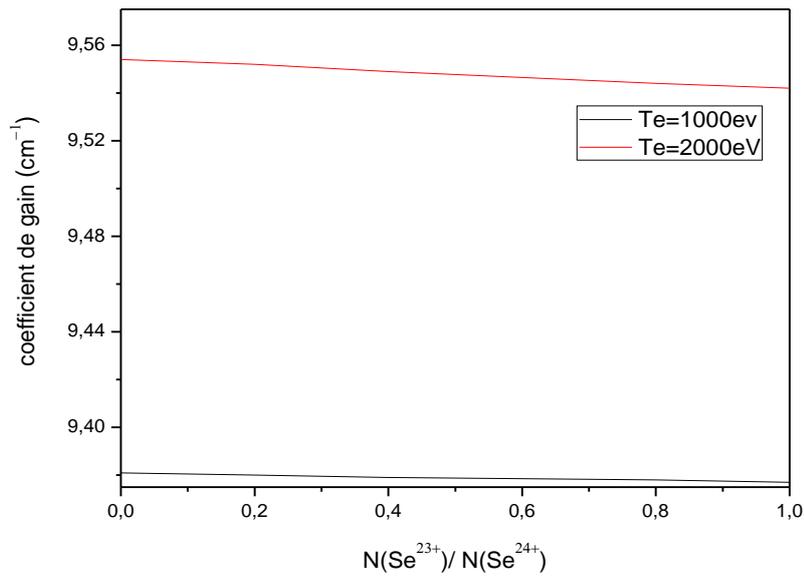


Figure 2 :Variation du coefficient de gain α de la raie $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ avec le rapport d'abondance des ions $N(\text{Se}^{23+})/N(\text{Se}^{24+})$ à $n_e=10^{20} \text{ cm}^{-3}$ pour $T_e=1000$ et 2000 eV

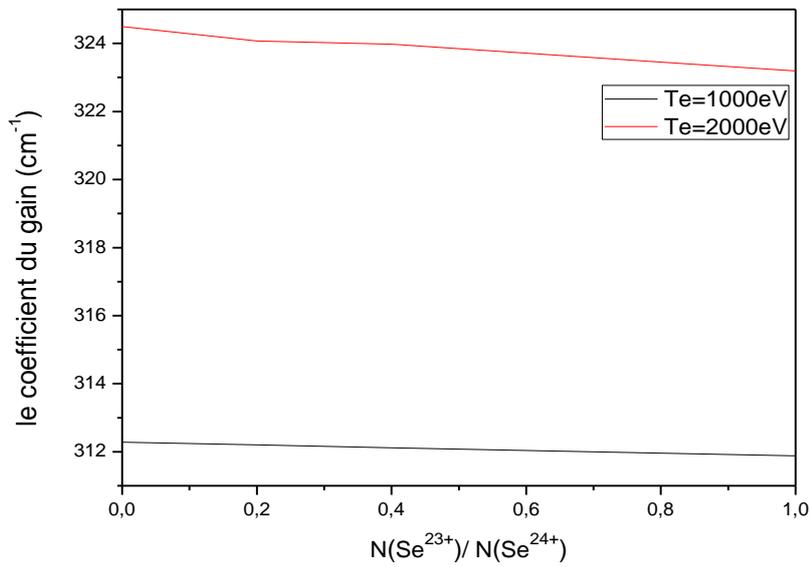


Figure 3 :Variation du coefficient de gain α de la raie $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ avec le rapport d'abondance des ions $N(\text{Se}^{23+})/N(\text{Se}^{24+})$ à $n_e=10^{22} \text{ cm}^{-3}$ pour $T_e=1000 \text{ eV}$ et $T_e=2000 \text{ eV}$

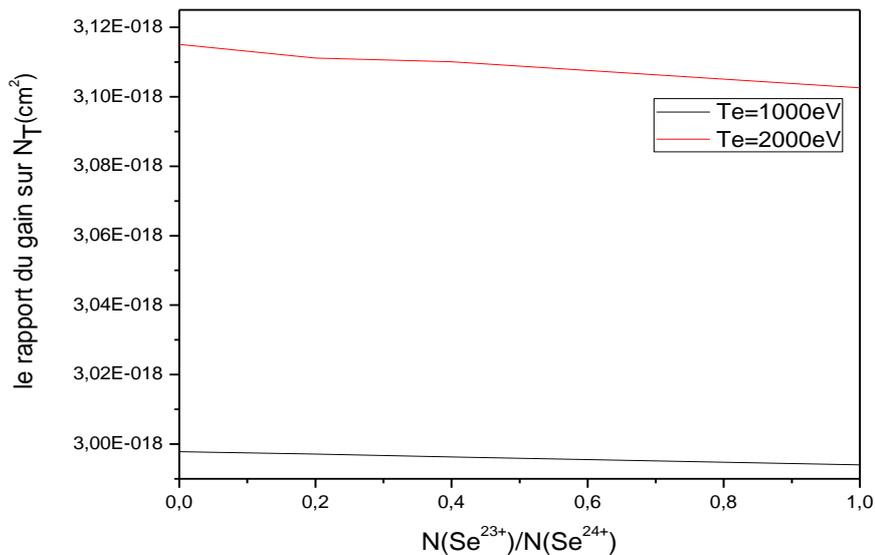


Figure 4 : Variation du rapport $\frac{\alpha}{N_T}$ de la raie $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ avec le rapport d'abondance des ions $N(\text{Se}^{23+})/N(\text{Se}^{24+})$ à $n_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ pour $T_e = 1000 \text{ eV}$ et $T_e = 2000 \text{ eV}$

Les résultats que nous avons trouvés restent des valeurs théoriques, mais en réalité le coefficient de gain dépend aussi des conditions de l'expérience. Il est important ici de mentionner que K.G. Whitney et al ont obtenu un coefficient de gain supérieur à 500 cm^{-1} sous des conditions bien déterminées[4].

Références :

- [1] : G.P. Gupta, K. A. Berrington and A. E. Kingston. J. Phys. B. At. Mol. Opt. Phys. 22(1989) 3289-3303.
- [2] : K. Wang, C.Y. Chen, M. Huang, Y.S. Wang, Y.M. Zou Atomic Data and Nuclear Data Tables 97 (2011).
- [3] : Douglas H. Sampson Honglin Zhang PHYS REV vol 36, nbr 8 (1987).
- [4] : K. G. Whitney, A. Dasgupta, and P. E. Pulsifer Phys. Rev. E 50, 468 – Published 1 July 199.

Conclusion générale

Le présent travail avait comme but d'examiner l'effet d'ionisation des couches internes des ions Se^{23+} sur le gain de la raie laser $3p \ ^1\text{S}_0 \rightarrow 3s \ ^3\text{P}_1$ du sélénium néonoïde nommée $J=0 \rightarrow 1$ ($\lambda=178 \text{ \AA}$). Le milieu actif est un plasma fortement ionisé produit en irradiant une cible solide de Sélénium par laser de puissance. L'amplification de cette raie se fait par un pompage collisionnel électron-ion. Nos calculs ont été effectués pour les températures électroniques suivantes $T_e=500\text{eV}$, 1000eV et 2000eV , et les densités électroniques $n_e=10^{18}$, 10^{20} et 10^{22} cm^{-3} . Nous avons supposé que la température des ions et des électrons est la même, la distribution des vitesses des électrons dans le plasma est Maxwellienne et que l'effet Doppler est la cause principale de l'élargissement des raies.

Dans le calcul de coefficient du gain sans l'inclusion de l'effet d'ionisation nous avons utilisé les valeurs de densités de populations relatives données par Gupta et al (1989). Ce dernier a adopté un model collisionnel-radiative tenant compte l'excitation et la désexcitation collisionnelles et de déclin radiative spontanée entre les 27 niveaux provenant des quatre premières configurations $2s^22p^6$, $2s^22p^53s$, $2s^22p^53p$, $2s^22p^53d$ des ions Se^{24+} . Les résultats que nous avons trouvés montre que pour une température donnée la plus grande valeur de coefficient du gain (cm^2) est obtenue pour la densité n_e égal à 10^{20} cm^{-3} . On remarque aussi que ce coefficient augmente rapidement entre les températures 500 eV et 1000 eV alors varie peu de 1000 eV à 2000 eV.

Pour ce qui concerne les calculs avec prise on compte de l'effet de l'ionisation des couches internes des ions Sélénium Sodioïde nous avons adopté les valeurs des coefficient taux d'ionisation calculés par Sampson (1987) comme nous avons calculé les coefficients de taux d'excitations collsionnels à partir des forces de collisions effectives publiés par Wang (2011). Les valeurs trouvées montrent que cet effet réduit d'une façon appréciable le coefficient de gain pour les deux valeurs de température 1000 eV et 2000 eV dépendamment du rapport d'abondance des ions Se^{23+} et Se^{24+} .

Conclusion générale

En conclusion ce mémoire m'a permis d'améliorer un peu plus mes connaissances de physique atomique appliquée aux plasmas chauds, impliquant les ions fortement chargées et le processus d'excitation par collisions d'électrons.

Résumé : Dans ce travail de mémoire nous avons calculé le coefficient de gain de la raie x lasante $2s^22p^53p^1S_0 \rightarrow 2s^22p^53p^3P_1$ émise à une longueur d'onde 178Å par des ions de Sélénium de la séquence isoélectronique du néon dans un plasma chaud ($T_e > 500\text{eV}$) et dense ($10^{18} \leq N_e \leq 10^{22}$). Un model collisionnel-radiative tenant compte des processus d'excitation, de désexcitation collisionnelle et des transitions radiatives entre les 27 niveaux provenant des quatre premières configurations $2s^22p^6$, $2s^22p^53s$, $2s^22p^53p$, $2s^22p^53p$ des ions Se^{24+} ainsi que de l'ionisation à partir du niveau fondamental des ions $\text{S}^{23+} 2p^63s \ ^2S_{1/2}$ a été adopté lors de l'évaluation des populations des niveaux supérieur et inférieur de la raie laser considéré. Dans nos calculs nous avons utilisé des données atomiques disponible en littérature. Les sections efficaces d'ionisation des couches internes des ions de Sélénium de la séquence isoélectronique de Sodium adopté sont ceux calculé par Sampson *et al.* (1987). Les coefficients de taux d'excitations collsionnels à partir des forces de collisions effectives publiés par Wang *et al.* (2011) calculés par le code FAC. Comme nous avons pris les valeurs de densité de populations relative calculées par Gupta *et al.* (1989). Les valeurs trouvées montrent que cet effet réduit d'une façon appréciable le coefficient de gain pour les deux valeurs de température 1000eV et 2000eV dépendamment du rapport d'abondance des ions Se^{23+} et Se^{24+} .

Mots Clés: Sélénium néonoïde, Sélénium sodiuoïde, raies x Laser, coefficient du gain, di plasmas chauds et dense, plasma produit par laser.

Abstract: In this work we calculated the gain coefficient of the X-ray lasing line due to the $2s^22p^53p^1S_0 \rightarrow 2s^22p^53p^3P_1$ decline, emitted at a wavelength of 178Å by Selenium ions of the neon isoelectronic sequence in a hot ($T_e > 500\text{eV}$) and dense plasma ($10^{18} \leq N_e \leq 10^{22}$). A collisional-radiative model taking into account the processes of collisional excitation, de-excitation and radiative transitions between the 27 levels coming from the first four configurations $2s^22p^6$, $2s^22p^53s$, $2s^22p^53p$, $2s^22p^53p$ of Se^{24+} ions as well as ionization from the fundamental level of Se^{23+} ions $2p^63s \ ^2S_{1/2}$ was adopted when evaluating the populations of the upper and lower levels of the laser line under consideration. In our calculations we used atomic data available in the literature. The ionization cross sections of the inner layers of Selenium ions of the isoelectronic sequence of Sodium adopted are those calculated by Sampson *et al.* (1987). The collisional excitation rate coefficients from the effective collision forces published by Wang *et al.* (2011) calculated by the FAC code. As we took the relative population density values calculated by Gupta *et al.* (1989). The values found show that this effect significantly reduces the gain coefficient for the two temperature values 1000eV and 2000eV depending on the abundance ratio of Se^{23+} and Se^{24+} ions.

Key Words: Ne-like ions, Na-like ions, X-ray lasing, Gain coefficient, dense and hot plasmas, Laser produced plasma.

الخلاصة: في هذا البحث ، قمنا بحساب معامل الكسب للأشعة السينية الليزرية للمستويات التالية $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ المنبعثة بطول موجة 178 Å بواسطة أيونات السيلينيوم للتسلسل الإلكتروني النيون في بلازما ساخنة $500\text{eV} \leq T_e$ و عند كثافة الإلكترونات التالية $10^{18}, 10^{20}, 10^{22}$. نموذج إشعاعي تصادمي يأخذ بالاعتبار عمليات الإثارة وإزالة الإثارة التصادمية والانتقالات الإشعاعية بين المستويات الـ 27 القادمة من التكوينات الأربعة الأولى $2s^22p^6$ و $2s^22p^53s$ و $2s^22p^53p$ و $2s^22p^53p$ من أيونات Se^{24+} وكذلك التأين من المستوى الأساسي $2p^63s \ ^2S_{1/2}$ لـ Se^{23+} تم اعتماده عند تقييم مجموعات المستويين العلوي والسفلي لخط الليزر المدروس. استخدمنا البيانات الذرية المتوفرة في الأدبيات. المقاطع العرضية للتأين للطبقات الداخلية لأيونات السيلينيوم للتسلسل الإلكتروني المتساوي للصوديوم المعتمدة المحسوبة بواسطة Sampson (1987). ثابت معدل إثارة التصادم من قوى الاصطدام الفعالة التي نشرها Wang (2011) محسوبة بواسطة رمز FAC كما أخذنا قيم الكثافة السكانية النسبية المحسوبة بواسطة Gupta (1989). توضح القيم التي تم العثور عليها أن هذا التأثير يقل بشكل كبير من معامل الكسب لقيمتي درجة الحرارة 1000 eV و 2000 eV اعتماداً على نسبة وجود أيونات Se^{23+} و Se^{24+} .

الكلمات المفتاحية: سيلينيوم نيونويد ، سيلينيوم صوديوم ، أشعة ليزر ، معامل اكتساب ، بلازما ساخنة وكثيفة ، بلازما التي يخلفها الليزر